

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, С. А. Губина, Т. А. Губин, З. А. Гаврина

МАКРОСКОПИЧЕСКИЕ КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПИРАЛЬНОЙ НАНОТРУБКЕ, СВЯЗАННЫЕ С АСИММЕТРИЕЙ ЭЛЕКТРОН-ФОТОННОГО И ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ¹

Аннотация. Показано, что анизотропная передача импульса фотона в электронной подсистеме приводит к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки, что подтверждает существующее в литературе предположение о том, что возникновение данного эффекта при наличии внешнего магнитного поля возможно не только в 2D-системах, но и в нанотрубках со спиральной симметрией. Рассмотрен один из возможных механизмов возникновения ЭДС, связанной с пространственной асимметрией электрон-фононного взаимодействия в спиральной нанотрубке, состоящий в том, что такая ЭДС может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения электронов.

Ключевые слова: спиральная нанотрубка, асимметрия электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействий, макроскопические квантовые эффекты.

Abstract. It is shown that the anisotropic transfer of photon momentum to the electronic subsystem leads to appearance of EMF of photon increase of electrons in a stationary electromagnetic wave along the spiral nanotube axis, proving the presumption present in literature that the appearance of such an effect in conditions of external magnetic field is possible not only in 2D-systems, but also in nanotubes with spiral symmetry. The article considers one of the possible mechanisms of EMF appearance connected with spatial asymmetry of electron-photon interaction in a spiral nanotube and based on the fact that such EMF may appear during the heating of the electronic system by Joule heat of the current flowing in the nanotube and resulting from the photon increase of electrons.

Key words: spiral nanotube, asymmetry of electron-photon and electron-phonon interaction, macroscopic quantum effects.

Введение

В последние годы большой интерес вызывают низкоразмерные структуры с одновременным нарушением пространственной симметрии относительно инверсии координат и фундаментальной симметрии относительно об-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-97002), Фонда фундаментальных исследований в области естественных наук Министерства науки Республики Казахстан (грант 1253/ГФ) и федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. Министерства образования и науки Российской Федерации (грант № 01201278459).

ращения времени. В таких структурах благодаря асимметричному энергетическому спектру электронов возникает асимметрия элементарных электронных взаимодействий, в частности, с фотонами и акустическими фононами, имеющими противоположно направленные волновые векторы, что может приводить к целому ряду новых физических явлений [1–4]. Так, например, асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к новым термомагнитным эффектам [4], которые были обнаружены экспериментально в двумерных структурах с асимметричным квантующим потенциалом [5]. Асимметричный энергетический спектр электронов может быть реализован и в структурах с хиральной симметрией [6], которая приводит к появлению в таких структурах, помещенных в магнитное поле, аномальных кинетических эффектов. В работе [3] на основе достаточно общих рассуждений, связанных с законами сохранения энергии и волнового вектора, был сделан вывод о том, что анизотропная передача импульса фотона может приводить к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки в продольном магнитном поле. Другой макроскопический квантовый эффект, не имеющий классических аналогов в нанотрубках с хиральной симметрией в магнитном поле, был рассмотрен в работе [6], где показано, что асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к возникновению ЭДС при пространственно однородном нагреве электронного газа. В настоящей работе теоретически исследуются указанные выше эффекты в нанотрубке со спиральным дефектом в продольном магнитном поле. Основной целью было подтвердить аналитическими расчетами высказанное в работе [3] предположение о том, что возникновение ЭДС фотонного увлечения в стоячей электромагнитной волне при наличии внешнего магнитного поля возможно не только в $2D$ -системах, но и в нанотрубках со спиральной симметрией. Кроме того, нами рассмотрен один из возможных механизмов возникновения ЭДС, связанной с пространственной асимметрией электрон-фононного взаимодействия в спиральной нанотрубке, состоящий в том, что такая ЭДС может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения электронов.

Макроскопические квантовые эффекты в нанотрубке со спиральным дефектом в продольном магнитном поле

В качестве модели нанотрубки рассматривается цилиндр радиуса R_0 с бесконечно тонкими стенками. Спиральная симметрия нанотрубки описывается посредством протяженного спирального возмущения, моделируемого δ -потенциалом амплитуды V_0 и периодом T_z по оси цилиндра. В такой модели электронный спектр и соответствующие волновые функции имеют следующий вид [7]:

$$E(k, m) = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m^*} \left[\frac{1}{1 + \alpha^2 R_0^2} \left(\frac{k}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + (1 + \alpha^2 R_0^2) \frac{\Delta_m^2}{4\alpha^2 R_0^2} \right]; \quad (1)$$

$$\Psi_{km}(z, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{\pi T_z}} \exp(ikz + i\lambda\varphi) \left\{ 1 - \exp[i(\varphi - \pi)\Delta_m] \frac{\sin(\pi\lambda)}{\sin[\pi(\lambda + \Delta_m)]} \right\}, \quad (2)$$

где $\lambda = (1 + \alpha^2 R_0^2)^{-1} \cdot (\alpha R_0^2 k - \Phi / \Phi_0) - \Delta_m / 2$; число Δ_m при фиксированном значении числа k принимает дискретные значения, являющиеся решениями трансцендентного уравнения: $-\Delta / V = \sin(\pi \Delta) / (\cos(\pi \Delta) - \cos(\pi S))$; $S = 2(\alpha R_0^2 k - \Phi / \Phi_0) / (1 + \alpha^2 R_0^2)$; $V = 2m^* V_0 R_0^2 (1 + \alpha^2 R_0^2) / \hbar^2$; m^* – эффективная масса электрона; Φ – магнитный поток через поперечное сечение нанотрубки; $\Phi_0 = c \cdot \hbar / |e|$ – квант потока; константа α определяется периодом спирали по оси цилиндра: $T_z = 2\pi / \alpha$; k – собственное значение оператора $\mathbf{K}$, являющегося линейной комбинацией оператора импульса $\mathbf{P}_z$ и момента импульса $\mathbf{L}_z$: $\mathbf{K} = \mathbf{P}_z + \alpha \mathbf{L}_z$; $m = 1, 2, \dots$ – квантовое число, нумерующее энергетические подзоны; $\phi = \varphi - \alpha z - 2\pi M$; M – целое число, такое что $0 \leq \phi \leq 2\pi$.

Как видно из (1), энергетический спектр спиральной нанотрубки в продольном магнитном поле является асимметричным: $E(k) \neq E(-k)$, благодаря чему возникает асимметрия элементарных электронных взаимодействий, в частности, с фотонами и акустическими фононами, имеющими противоположно направленные волновые векторы.

Пусть импульс фотона $\hbar \mathbf{q}$ направлен вдоль оси спиральной нанотрубки (СН), тогда направляющие углы будут равны: $\theta = 0$ и $\vartheta = 90^\circ$ (рис. 1).

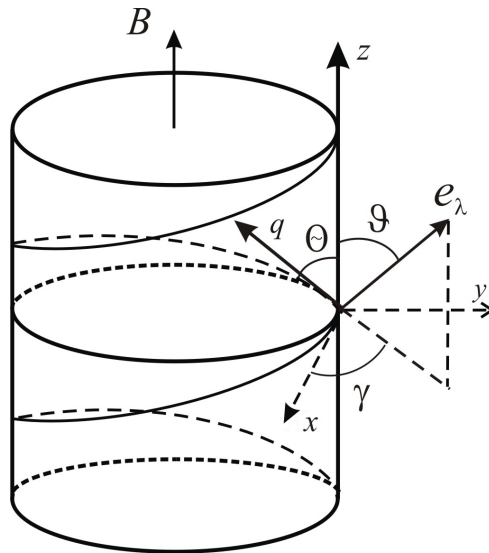


Рис. 1. Ориентация векторов $\mathbf{q}$ и $\mathbf{e}_\lambda$ электромагнитной волны относительно оси нанотрубки

В данных условиях в нанотрубке возможно появление стоячей электромагнитной волны, при этом анизотропная передача импульса приводит к появлению ЭДС, связанной с эффектом фотонного увеличения (ЭФУ) электронов [3]. Величина этой ЭДС определяется следующим выражением [3]:

$$\varepsilon_q = q \frac{\hbar L}{en_L} [W(-q) - W(q)], \quad (3)$$

где n_L – концентрация электронов на единицу площади СН; L_z – длина СН вдоль оси OZ, $W(\pm q)$ – вероятность поглощения фотона с импульсом $\pm q$, определяемая выражением¹

$$W(\pm q) = \pm \frac{2\pi}{\hbar} \int_0^\infty \int_0^\infty \sum_n |M|^2 \delta(\hbar\omega - E(k, 1) + E(k', m')) dk dk', \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} |M|^2 = & 2^4 \pi^3 \hbar^4 \lambda_0^2 \frac{\alpha^* I_0}{m^{*2} \omega R_0^{*2}} \frac{1}{T_z^2} \left\{ \left[a_{13} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) - \right. \right. \\ & - 2a_{14} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) + a_{16} \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) + \\ & + a_{17} \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \left. \right] \times \left[a_{20} \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + a_{21} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \times \right. \\ & \times \cos(\pi \Delta_1) + a_{24} \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) + a_{25} \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \left. \right] + \\ & + \left[a_{12} \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + a_{13} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1) - 2a_{14} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin(\pi \Delta_1) + \right. \\ & + a_{16} \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) + a_{17} \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \left. \right] \times \\ & \times \left[a_{21} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) + 2a_{22} \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) + \right. \\ & \left. + a_{24} \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) + a_{25} \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \right] \left. \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

При поглощении фотона электрон переходит из одной энергетической подзоны в другую, а начальное состояние электрона $(k, 1)$ и конечное состояние электрона (k', m) удовлетворяют законам сохранения энергии и волнового вектора:

$$\varepsilon(k') = \varepsilon(k) + \hbar\omega, \quad k' = k \pm q. \quad (6)$$

Выполняя в (4) интегрирование по k' и k , приходим к следующему выражению для ЭДС фотонного увлечения в полупроводниковой нанотрубке со спиральным дефектом:

$$\begin{aligned} \varepsilon_q = & q \frac{2^5 \pi^4 \hbar^4 \lambda_0^2 \alpha^* I_0}{en_L m^{*2} \omega R_0^{*2} T_z^2} L \sum_m \left\{ a_{13} (K^\pm) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) - 2a_{14} (K^\pm) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \times \right. \\ & \times \cos(\pi \Delta_1) + a_{16} (K^\pm) \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) + a_{17} (K^\pm) \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \left. \right] \times \\ & \times \left[a_{20} (K^\pm) \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + a_{21} (K^\pm) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1) + a_{24} (K^\pm) \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) + \right. \end{aligned}$$

¹ Использованные здесь обозначения взяты из работы [8].

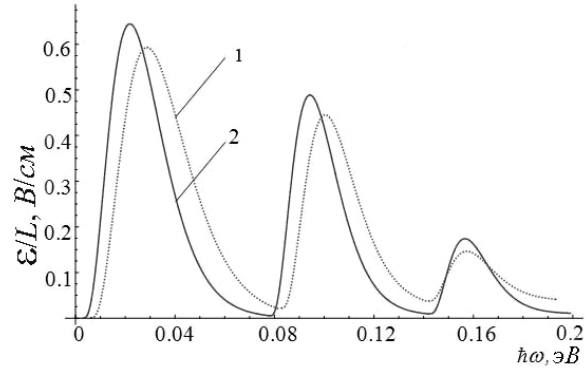
$$\begin{aligned}
& + a_{25} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] + \Big[a_{12} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} + \\
& + a_{13} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1) - 2a_{14} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \sin(\pi \Delta_1) + \\
& + a_{16} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) + a_{17} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] \times \\
& \times \Big[a_{21} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) + 2a_{22} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) + \\
& + a_{24} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) + a_{25} \left(K^{\pm} \right) \delta_{\lambda+\Delta_1+1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] \Big\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где $K^{\pm}$ определяется из уравнения

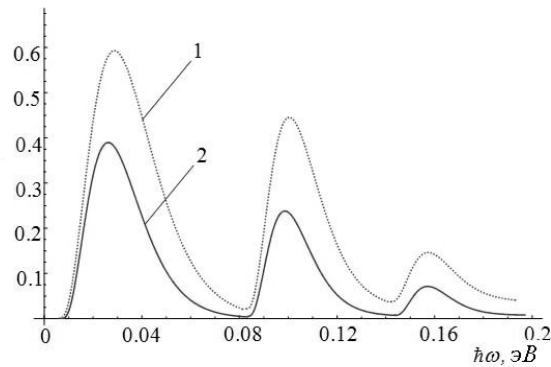
$$\begin{aligned}
X = & \frac{\left(\frac{K^{\pm}}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 - \left(\frac{K^{\pm} + \alpha^* a_d^{-1}}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2}{1 + \alpha^{*2} R_0^{*2}} + \\
& + \frac{(1 + \alpha^{*2} R_0^{*2})}{4\alpha^{*2} R_0^{*2}} \left(1 - \frac{1}{4V_0^* R_0^{*2}} + \frac{1}{4V_0^* R_0^{*2}} \times \right. \\
& \times \left[m' \cos \left(2\pi \frac{\alpha R_0^2 K^{\pm} - \frac{\Phi}{\Phi_0}}{1 + \alpha^2 R_0^2} + \pi m' \right) + \cos \left(2\pi \frac{\alpha R_0^2 (K^{\pm} + \alpha^* a_d^{-1}) - \frac{\Phi}{\Phi_0}}{1 + \alpha^2 R_0^2} \right) \right] \Big]. \quad (8)
\end{aligned}$$

На рис. 2 приведена рассчитанная спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки. Из рис. 2 видно, что спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов имеет осциллирующий характер, при этом неперериодичность ЭДС по энергии фотона обусловлена особенностью электронного энергетического спектра (1), который не периодичен по k и по магнитному потоку. Относительно слабая зависимость ЭДС ϵ от величины внешнего магнитного поля B связана с противоположными сдвигами спектральных кривых вероятностей поглощения фотонов $W(\pm q)$ с векторами $\vec{q}$ и $-\vec{q}$ с ростом B . Так, край поглощения $W(+q)$ сдвигается в коротковолновую область спектра, а $W(-q)$ – в длинноволновую. При этом рост величины $W(-q)$ частично компенсирует уменьшение $W(+q)$. Поскольку $\epsilon \sim [W(-q) - W(+q)]$, то чувствительность ϵ к изменению внешнего магнитного поля достаточно слабая (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 2,а). Иная ситуация имеет место с изменением радиуса нанотрубки (см. рис. 2,б) и амплитуды спирального δ -барьера (см. рис. 2,в). Высокая чувствительность электронной волновой функции и энергетического спектра спиральной нанотрубки к данным параметрам во многом определяет поведение кривых на рис. 2,б,в: с уменьшением радиуса нанотрубки ϵ уменьшается за счет уменьшения

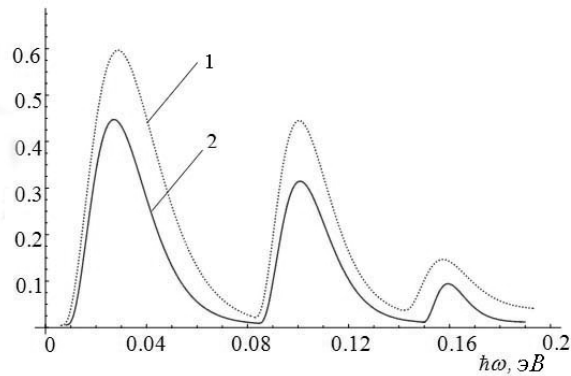
степени перекрытия волновых функций начального и конечного состояний (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 2,б); с ростом амплитуды спирального δ -барьера уменьшается вероятность преодоления электроном спирального барьера, что проявляется в соответствующем уменьшении ϵ (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 2,в).



а)



б)



в)

Рис. 2. Спектральная зависимость ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси нанотрубки для различных значений:
а – индукции магнитного поля B ($R_0 = 20$ нм; $T_z = 150$ нм; $V_0 = 4$): 1 – 5 Тл; 2 – 10 Тл;
б – радиуса нанотрубки R_0 ($T_z = 150$ нм; $V_0 = 4$; $B = 5$ Тл): 1 – 20 нм; 2 – 10 нм;
в – амплитуды спирального барьера V_0 ($R_0 = 20$ нм; $T_z = 150$ нм; $B = 5$ Тл):
1 – 4; 2 – 8 (L – длина нанотрубки)

В данной статье также рассчитана спектральная зависимость ЭДС, которая может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения. Действительно, как было показано в [6], пространственная асимметрия электрон-фононного взаимодействия приводит к тому, что передача энергии от электронной системы к кристаллической решетке посредством излучения фононов сопровождается изменением импульса электронной системы и, как следствие, возникновением ЭДС:

$$\varepsilon = \frac{4\pi m^* a R_0}{\hbar e n_L N_0} \cdot \frac{\Phi}{\Phi_0} \cdot (j(\omega))^2 S^2, \quad (9)$$

где a – период кристаллической решетки; N_0 – число атомов в одном витке; S – площадь поперечного сечения стенки нанотрубки; плотность тока увлечения $j(\omega)$ определяется выражением вида

$$\begin{aligned} j(\omega) = & j_0 X^{-1} \frac{\alpha^{*2}}{f_{BE}(q_l) R_0^{*2}} \left(1 - \frac{4\pi m^* v_l q_l}{\hbar N_0 |q_l|} \cdot \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^{-1} \frac{\alpha^{*2}}{1 + \alpha^{*2} R_0^{*2}} \left(\frac{K}{\alpha} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \times \\ & \times \sum_{m'=1}^{\infty} \left[a_{12}(K) \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \pm a_{13}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1) + 2a_{14}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) \pm \right. \\ & \pm a_{16}(K) \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) \pm a_{17}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] \times \\ & \times \left[a_{24}(K) \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) \mp a_{21}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) \mp \right. \\ & \mp a_{25}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] + \left[\pm a_{13}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1) - \right. \\ & - 2a_{14}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \sin(\pi \Delta_1) \pm a_{16}(K) \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta'_m) \pm \\ & \pm a_{17}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \sin(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \Big] \times \left[a_{20}(K) \delta_{\lambda, \lambda' \pm 1} \pm a_{21}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda' \pm 1} \times \right. \\ & \times \cos(\pi \Delta_1) + 2a_{22}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1, \lambda'} \cos(\pi \Delta_1) \pm a_{24}(K) \delta_{\lambda + 1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta'_m) \pm \\ & \left. \pm a_{25}(K) \delta_{\lambda + \Delta_1 + 1, \lambda' \pm 1} \cos(\pi \Delta_1 + \pi \Delta'_m) \right]. \quad (10) \end{aligned}$$

На рис. 3 приведена эволюция спектральной зависимости ЭДС с изменением радиуса нанотрубки (рис. 3,а), величины магнитного поля (рис. 3,б), амплитуды спирального δ -барьера (рис. 3,в) и периода спирали (рис. 3,г).

Как видно из рис. 3, в сравнении со случаем разогрева электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке обычного электрического тока [6] наличие в нанотрубке тока фотонного увлечения дает дополнительные степени свободы для управления величиной рассматриваемой ЭДС. Квадратичная зависимость последней от плотности тока фотонного увлечения приводит к тому, что ее возникновение в нанотрубке носит пороговый по энергии фотона характер.

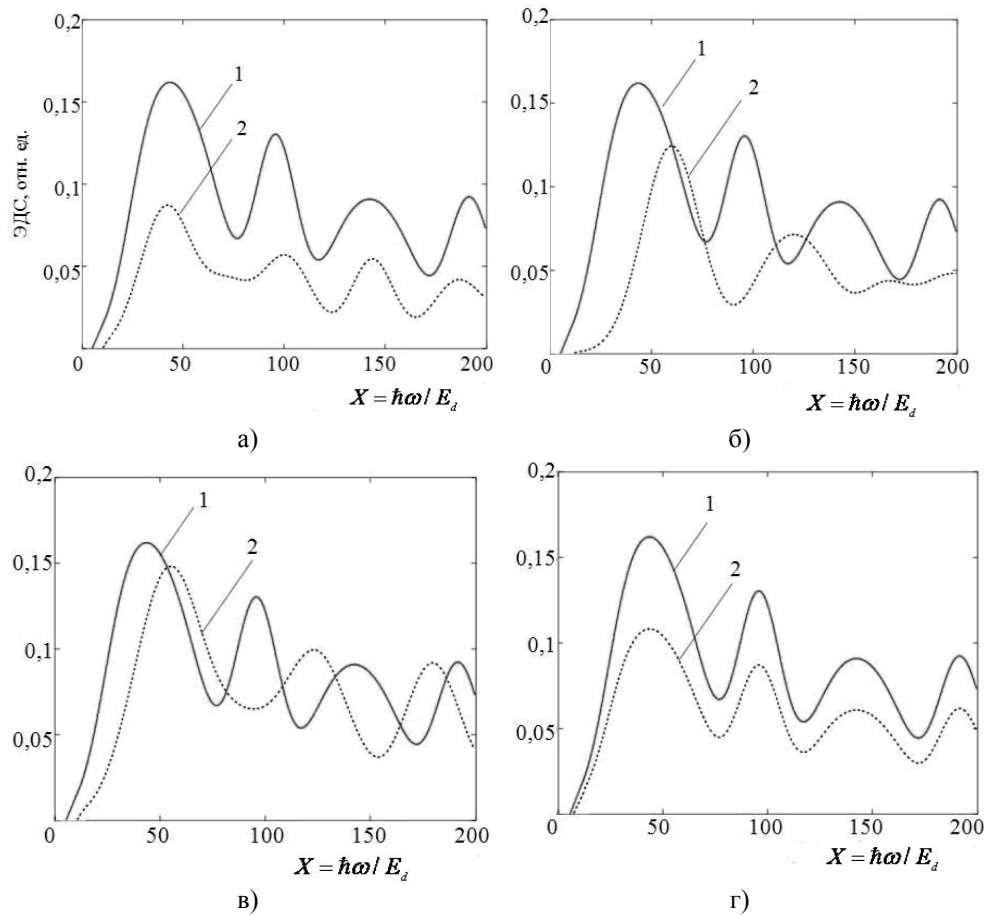


Рис. 3. Спектральная зависимость ЭДС, возникающей в случае разогрева электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения, для различных значений: а – радиуса нанотрубки R_0 ($B = 5$ Тл; $T_z = 150$ нм; $V_0 = 4$): 1 – 20 нм; 2 – 10 нм; б – величины внешнего магнитного поля B ($R_0 = 20$ нм; $T_z = 150$ нм; $V_0 = 4$): 1 – 5 Тл; 2 – 10 Тл; в – амплитуды спирального δ -барьера V_0 ($R_0 = 20$ нм; $T_z = 150$ нм; $B = 5$ Тл): 1 – 4; 2 – 8; г – периода спирального дефекта T_z ($R_0 = 20$ нм; $V_0 = 4$; $B = 5$ Тл): 1 – 150 нм; 2 – 160 нм

При этом величина пороговой энергии, как видно из рис. 3, а, б, в, зависит от радиуса нанотрубки, амплитуды спирального δ -барьера и величины продольного магнитного поля.

Заключение

Теоретически исследованы макроскопические квантовые эффекты в спиральной нанотрубке с асимметричным энергетическим спектром электронов в продольном магнитном поле. Показано, что анизотропная передача импульса фотона электронной подсистеме приводит к появлению ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки, что подтверждает существующее в литературе предположение о возможном возникновении данного эффекта не только в $2D$ -системах, но и в нанотрубках со спиральной симметрией. Получена аналитическая формула для ЭДС фотонного увлечения и исследована ее спектральная зависимость, а также

зависимость от параметров спиральной нанотрубки и величины внешнего магнитного поля. Показано, что величина ЭДС фотонного увлечения электронов в стоячей электромагнитной волне вдоль оси спиральной нанотрубки определяется в основном ее радиусом и параметрами спирального дефекта. Исследован один из возможных механизмов возникновения ЭДС, связанной с пространственной асимметрией электрон-фононного взаимодействия в спиральной нанотрубке, состоящий в том, что такая ЭДС может появляться при разогреве электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке тока фотонного увлечения электронов. Показано, что возникновение ЭДС в спиральной нанотрубке носит пороговый по энергии фотона характер, при этом величина пороговой энергии фотона является функцией таких параметров, как радиус нанотрубки, величина внешнего магнитного поля и амплитуда спирального δ -барьера. Установлено, что наличие в спиральной нанотрубке тока фотонного увлечения электронов дает дополнительные степени свободы в управлении величиной ЭДС по сравнению со случаем разогрева электронной системы джоулевым теплом протекающего по нанотрубке обычного электрического тока.

Список литературы

1. **Горбачевич, А. А.** Асимметричные наноструктуры в магнитном поле / А. А. Горбачевич, В. В. Капаев, Ю. В. Копаев // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 57, № 9. – С. 565–569.
2. **Алещенко, Ю. А.** Индуцированный магнитным полем фотогальванический эффект в асимметричной системе квантовых ям / Ю. А. Алещенко, И. Д. Воронова, С. П. Гришечкина и др. // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 58, № 5. – С. 377–380.
3. **Кибис, О. В.** Эффект анизотропной передачи импульса в низкоразмерных электронных системах в магнитном поле / О. В. Кибис // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 66, № 8. – С. 551–555.
4. **Кибис, О. В.** Новые эффекты электрон-фононного взаимодействия в квазидвумерных структурах в магнитном поле / О. В. Кибис // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1999. – Т. 115, № 3. – С. 959–969.
5. **Pogosov, A. G.** Thermomagnetic effect in a two-dimensional electron system with an asymmetric quantizing potential / A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, O. V. Kibis et al. // Phys. Rev. – 2000. – V. B61. – P. 15603–15605.
6. **Кибис, О. В.** Особенности электрон-фононного взаимодействия в нанотрубках с хиральной симметрией в магнитном поле / О. В. Кибис // Физика твердого тела. – 2001. – Т. 43, № 12. – С. 2237–2243.
7. **Григорьев, А. А.** Электронный спектр и баллистический транспорт спиральной нанотрубки / А. А. Григорьев, С. М. Дунаевский // Физика твердого тела. – 2007. – Т. 49, № 3. – С. 557–561.
8. **Кревчик, В. Д.** Эффект анизотропной передачи импульса фотона электронной системе в нанотрубке со спиральным дефектом в условиях внешнего магнитного поля / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, С. Е. Козенко // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 3 (23). – С. 164–172.

Кревчик Владимир Дмитриевич

доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
физики, Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, head of sub-department
of physics, Penza State University

Разумов Алексей Викторович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Razumov Aleksey Viktorovich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, sub-department
of physics, Penza State University

Губина Светлана Александровна

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Gubina Svetlana Alexandrovna

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, sub-department
of physics, Penza State University

Губин Тихон Алексеевич

аспирант, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Gubin Tihon Alekseevich

Postgraduate student,
Penza State University

Гаврина Зоя Алексеевна

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра физики, Пензенский
государственный университет
архитектуры и строительства

E-mail: physics@pnzgu.ru

Gavrina Zoya Alekseevna

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor, sub-department
of physics, Penza State University
Architecture and Construction

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

Кревчик, В. Д.

Макроскопические квантовые эффекты в спиральной нанотрубке, связанные с асимметрией электрон-фотонного и электрон-фононного взаимодействий в продольном магнитном поле / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, С. А. Губина, Т. А. Губин, З. А. Гаврина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 4 (24). – С. 125–134.